第 27 卷第 8 期 强 激 光 与 粒 子 束 Vol. 27, No. 8
2015 年 8 月 HIGH POWER LASER AND PARTICLE BEAMS Aug., 2015

气压对大面积等离子体片电子密度分布的影响*

夏俊明[1,2]， 孙海龙[1]， 霍文青[1]， 徐跃民[1]， 孙越强[1]， 白伟华[1]， 柳聪亮[1]， 孟祥广[1]

（1. 中国科学院 空间科学与应用研究中心，北京 100190； 2. 中国科学院大学，北京 100190）

摘 要： 利用脉冲磁约束线形空心阴极放电装置，在 15 mT 磁场约束下，产生了持续时间为 200 μs 、峰值放电电流为 3 A、面积为 60 cm×60 cm 的大面积等离子体片。采用快帧法和旋转空心阴极法，在 90～210 Pa 内，利用朗缪尔探针首次获得了不同气压的等离子体片的厚度向电子密度分布及其演化构成的二维分布图；研究了在同等峰值放电电流条件下，等离子体片达到最大厚度向峰值电子密度时，气压对所需放电时间、最大厚度向峰值电子密度及电子密度半高宽的影响。结果表明：在相同的峰值放电电流条件下，等离子体片达到最大厚度向峰值电子密度的时间随气压的降低而减小；气压越低，最大厚度向峰值电子密度越大，电子密度半高宽越小。

关键词： 线形空心阴极； 大面积等离子体片； 电子密度分布； 快帧； 电子密度半高宽

中图分类号： O539 **文献标志码：** A **doi：**10.11884/HPLPB201527.084005

脉冲磁约束线形空心阴极[1]在增强型辉光放电模式[2]下形成的等离子体片具有面积大、电子密度高、稳定性好的优点，其在微波领域具有重要的应用价值。20 世纪 90 年代初，美国海军实验室(Naval Research Laboratory，NRL)的 Agile Mirror 项目中，研究人员首次将这种大面积等离子体片代替金属面板应用于 X 波段微波波束切换[2-4]。1998 年 Manheimer 等[5]对这种大面积等离子体片在新型微波器件中的应用进行了研究。2014 年 Gillman 等[6]利用这种大面积等离子体片模拟超音速飞行器表面的等离子体鞘套，对消减通信黑障的途径进行了研究。大面积等离子体片在微波领域应用的物理基础在于其对电磁波的反射、吸收及相移特性，而这些特性取决于等离子体片自身的参数分布，因此，国内外许多研究者在类似的实验装置中对等离子体片的参数及其分布开展了研究工作[7-14]，但是由于磁约束线形空心阴极放电产生的等离子体片持续时间短且厚度向电子密度随脉冲放电时间变化，获取等离子体厚度向参数分布随脉冲放电时间的演化很困难，因此，目前研究者获得的大面积等离子体片电子密度多是空间或时间上的一维分布，对等离子体片参数分布受环境参数的影响的研究也主要依靠理论分析[4-5]，实验研究较少[7]并且主要是基于一维的诊断结果。本文采用快帧法和旋转空心阴极法，在 90～210 Pa 内，利用朗缪尔探针获得了不同气压的等离子体片厚度向电子密度分布及其演化构成的二维分布图；基于获得的二维分布图，研究了在同等峰值放电电流条件下，等离子体片达到最大厚度向峰值电子密度时，气压对所需放电时间、最大厚度向峰值电子密度大小及电子密度半高宽的影响。

1 实验系统

1.1 实验装置

大面积等离子体片的产生和参数采集装置如图 1 所示。放电阴极为黄铜制作的 60 cm×1.6 cm×1.2 cm 的线形凹槽状空心阴极，阳极是由黄铜制作的金属圆板，其与阴极相对放置于圆柱形有机玻璃放电腔体中心，间距 60 cm。与树脂玻璃放电腔体同轴放置一对亥姆霍兹线圈，加载直流电流后，其在放电腔体内产生均匀磁场用于约束等离子体成片状结构，磁场大小在 0～35 mT 内连续可调。脉冲电压源输出频率为50 Hz、脉宽 200 μs、电压值在 0～6 kV 连续可调的放电脉冲，其经过一个

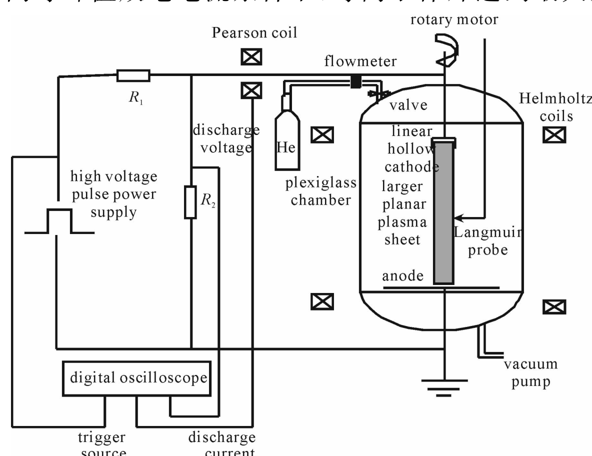


Fig. 1 Experimental device for generating large planar plasma sheet and diagnosis of plasma parameters

图 1 大面积等离子体片产生及参数诊断实验装置

90 Ω 的限流电阻 R_1 加载到阴阳电极两端，电路中并联一个 2000 Ω 的电阻 R_2，用于在放电结束后快速释放电极间储存的电能，R_2 两端的电压等于空心阴极放电电压，其经衰减后由示波器采集。输入输出比为 1 A/100 mV 的 Pearson 线圈用于测量等离子体放电电流，所测信号由示波器读取，示波器利用衰减后的脉冲电压源信

* 收稿日期：2015-03-12； 修订日期：2015-06-29
基金项目：国家自然科学基金项目(41405039，41405040)
作者简介：夏俊明(1986—)，男，博士，从事低温等离子体应用及消减再入飞行器黑障研究；xiajunming10@126.com。

号作为触发源。实验所用气体为氦气，纯度为99.999%，由气阀从树脂玻璃腔体顶部注入，气体流量计控制注气的快慢，放电过程中流量计与位于放电腔体底部的真空泵一同维持工作气压保持动态平衡。

1.2 诊断测量及数据处理

朗缪尔探针广泛应用于等离子体参数诊断。实验中设计的朗缪尔探针为半径0.2 mm、长度4 mm的钨圆柱体。如图1所示，将朗缪尔探针固定在金属杆一端，由真空腔体顶部插入，放电过程中探针位置固定在大面积等离子体片中心位置附近不动。为实现探针对等离子体片厚度向参数的扫描，设计了一个步进旋转电机控制线形空心阴极在水平面旋转，旋转电机的转轴与线形空心阴极连接轴固定在一起，旋转量由控制平台输入脉冲数精确控制，角度旋转精度为0.001 25°，每次旋转量根据几何关系提前计算好，计算依据为空心阴极每次旋转后探针中心相对于旋转后的等离子体片在厚度方向正好移动2 mm。图2为根据计算结果绘制的探针等效扫描效果图，短斜线表示朗缪尔探针，*点表示阴极每次旋转后探针中心点的位置，实验中共设计21个点覆盖厚度方向4 cm的扫描范围，由图可知探针在阴极旋转过程中水平方向的偏移量小于0.5 cm。Ding等[8]的研究已经表明等离子体片在水平方向上具有很好的均匀性，因此，水平方向的偏移对测量结果的影响可以忽略。Mathew等[9]和Zhang等[7]都曾利用类似的旋转法测量了大面积等离子体片厚度向参数。

为了获取脉冲放电期间高时间分辨率的等离子体参数，数据采集时，将探针电压设置成扫描周期远大于脉冲放电周期的“慢扫”锯齿波信号，然后，利用示波器快帧功能将慢扫周期内每一个放电脉冲期间的探针收集电流保存为一帧；数据后处理时，由于每帧探针收集电流对应的探针扫描电压近似相等，从而不难得到每帧探针电流数据对应的探针扫描电压值，从保存的探针收集电流帧中提取同一放电时刻的探针收集电流数据从而得到与扫描电压相应的探针电流值，自此，也就得到了一组完整的探针伏安曲线，由于每一帧探针电流数据记录一个完整脉冲放电过程中的多个放电时刻的采样值，因此也就可以获得覆盖脉冲放电过程的多个放电时刻的伏安曲线，帧内采样率越高，所得到的伏安特性曲线组数越多；最后，通过数据处理得到脉冲放电过程中高时间分辨率的等离子体参数。图3为本实验中一个锯齿波慢扫周期内利用快帧法记录的探针收集电流数据，锯齿波慢扫周期为20 s，脉冲放电周期为0.02 s，示波器连续存储扫描周期内，1000次放电脉冲期间的朗缪尔探针收集电流信号共计1000帧(为了方便显示，图3中只画出了部分帧的数据)；帧内采样点数设计为1000个，采样点时间分辨率为0.5 μs，在数据后处理过程中，理论上可以提取1000组伏安特性曲线，但每帧内等离子体存在的时间只有200 μs，因此，有效的伏安特性曲线组数为400组。

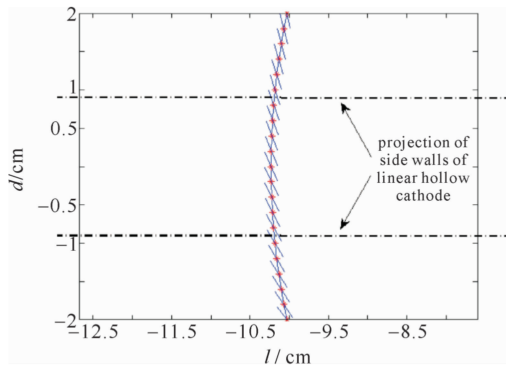


Fig. 2 Equivalent scanning effect of the Langmuir probe

图2 朗缪尔探针等效扫描效果图

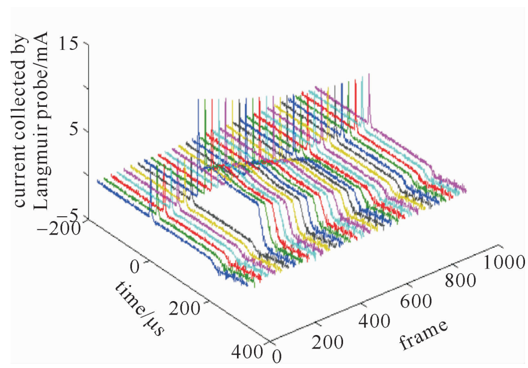


Fig. 3 Current collected by Langmuir probe, recorded utilizing the fast frame method during a slowly scanning period of saw-tooth wave

图3 一个锯齿波慢扫周期内利用快帧法记录的探针收集电流数据

为了降低探针污染的影响，测量过程中定时对探针进行了清洗，同时考虑到相邻采样点之间等离子体参数变化不大，为了降低噪声影响，减小测量误差，在利用伏安曲线计算等离子体参数之前，对脉冲放电稳定期连续5个采样点、放电不稳定期连续3个采样点的伏安特性曲线进行了平均处理。本实验尽管使用了15 mT的磁场，由于离子的碰撞频率远大于其在磁场中的回旋运动频率，离子并未被磁化[1]，因此，选用饱和离子流对等离子体密度参数进行了诊断测量。Chen等[15]研究表明电子密度范围在10^{10}～10^{12} cm^{-3}时的低温等离子体，探针的饱和离子流I_i与探针电位V_p满足

$$I_i \propto V_p^{3/4} \tag{1}$$

将饱和离子流条件下的伏安曲线按照式(1)进行线性拟合，得到探针电位等于悬浮电位时的饱和离子粒子流I_i的值，离子饱和流I_i又满足玻姆电流公式[15]

$$I_i = 0.605 n_o e S_i \sqrt{T_e / m_i} \tag{2}$$

式中：n_o 为离子数密度；e 为基本电荷量；S_i 为鞘层收集离子的有效面积，假设探针电位等于悬浮电位时 S_i 等于探针的表面积 S；m_i 为离子质量；T_e 为电子温度，单位为 eV，其可通过去除饱和离子流后的半对数伏安特性曲线斜率求倒数而得到。由式(2)可得到等离子体离子数密度 n_o，根据等离子体准中性原理，电子数密度 $n_e \approx n_o$ 。

2　实验结果与分析

在 He 气中，利用图 1 所示实验装置，在磁场为 15 mT 条件下，生成气压为 90，120，180，210 Pa 的四种大面积等离子体片，通过调节放电电压使等离子体片的峰值放电电流相等，均为 3 A，脉冲放电时间为 200 μs，放电电流随脉冲放电时间的演化如图 4 所示。图 5 为四种大面积等离子体片达到峰值放电电流之前的伏安特性曲线。

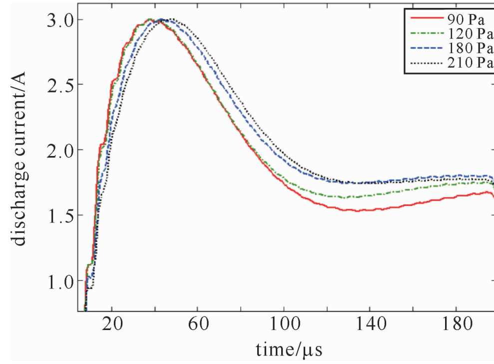


Fig. 4　Discharge current versus pulse discharge time

图 4　放电电流随脉冲放电时间的变化

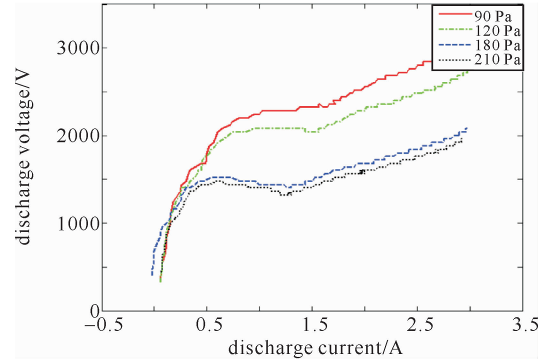


Fig. 5　Discharge voltage versus discharge current before the discharge current reaching maximum

图 5　峰值放电电流到达前的伏安特性曲线

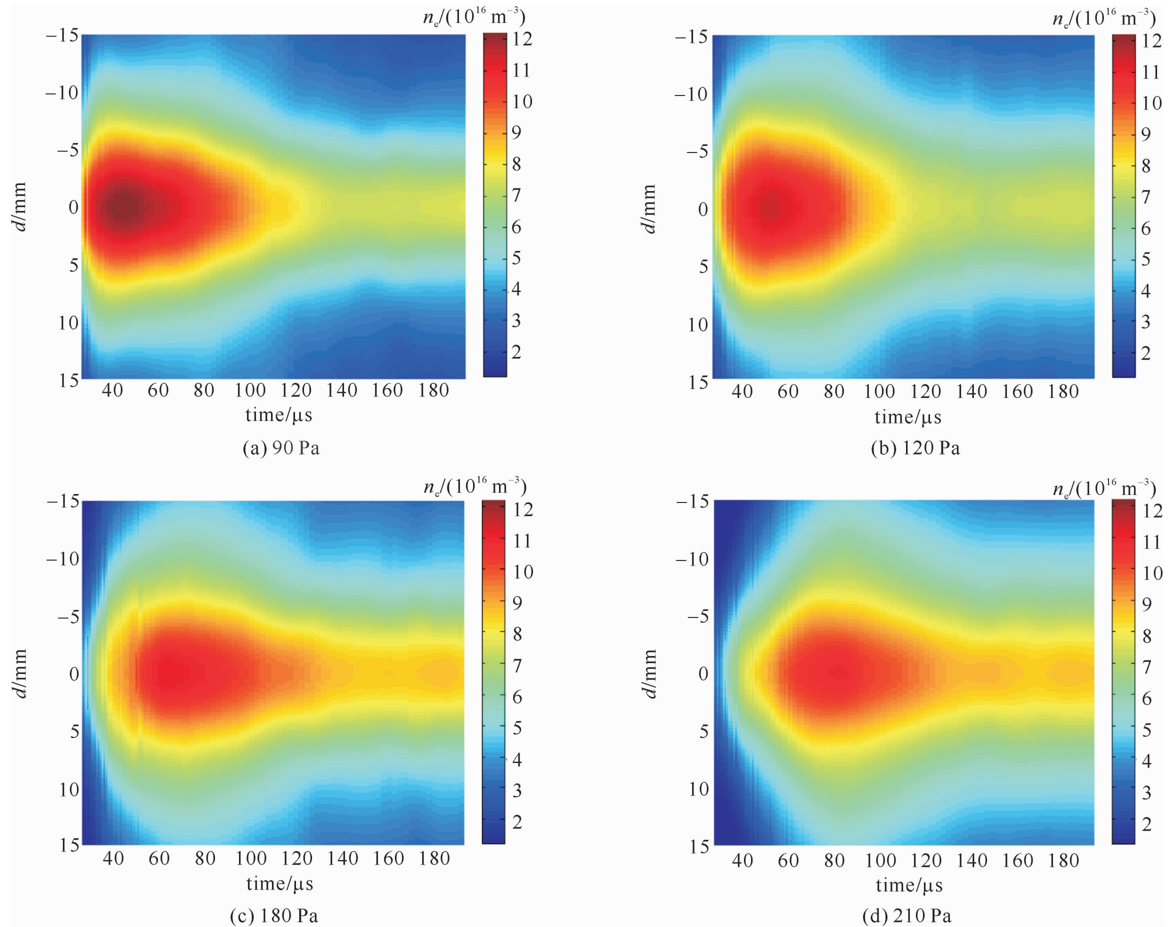


Fig. 6　2-D distribution of electron density of the large planar plasma sheets in the thickness direction and its evolution

图 6　等离子体片厚度向电子密度分布及其演化构成的二维分布图

采用1.2节所述方法利用朗缪尔探针测得等离子体片厚度方向电子密度及其演化构成的二维分布，考虑到空心阴极放电结构的对称性，将厚度中心两侧对称距离的实测电子密度取平均、拟合并进行插值处理，结果如图6所示。图中厚度向距离的零点对应等离子体片的厚度中心，坐标值的正负表示厚度中心的两侧，坐标大小表示与厚度中心之间的距离；时间轴范围包括了等离子片形成后到熄灭前的主要放电阶段(并不包含放电的初始及熄灭阶段)。图7为图6中峰值电子密度达到最大值时的等离子体片厚度向电子密度分布。

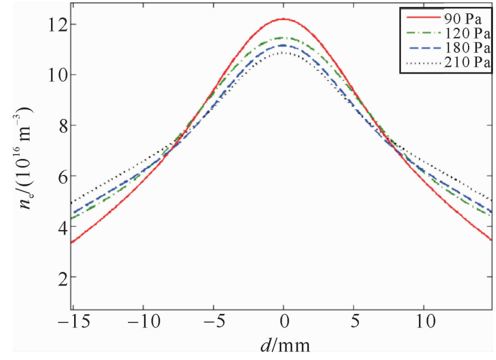


Fig. 7　Electron density distribution of large planar plasma sheets in the thickness direction when the peak density reached maximum

图7　峰值电子密度达到最大值时等离子体片厚度向电子密度分布

将图4中放电电流达到最大值的时间 $t_{I\max}$、图6中电子密度峰值达到最大值的时间 $t_{n_e\max}$、图7中最大峰值电子密度 $n_{e\max}$ 及峰值电子密度达到最大值时厚度向电子密度的半高宽(FWHM)等参数列于表1中。

表1　等离子体片参数

Table 1　Parameters of large planar plasma sheets

pressure/Pa	$t_{I\max}/\mu s$	$t_{n_e\max}/\mu s$	FWHM/mm	$n_{e\max}/(10^{17}\ m^{-3})$
90	37.6	41.0	18.8	1.22
120	37.9	48.7	21.6	1.14
180	43.3	61.4	23.4	1.11
210	48.1	78.8	27.0	1.09

由表1中 $t_{I\max}$ 列与 $t_{n_e\max}$ 列可知，气压越低，$t_{I\max}$ 与 $t_{n_e\max}$ 值越小，即达到最大电流和最大峰值电子密度所需时间越短；同一气压条件下，$t_{n_e\max}$ 大于 $t_{I\max}$，且时间延迟随着气压降低而减小。对这一现象可做如下解释：如图5所示，气压越低，同一放电电流，所对应的放电电压越高，这意味着气体放电的输入功率越高，因此，电流及电子密度增长越快。至于最大脉冲放电电流与最大峰值电子密度之间的延迟，Larigaldie的研究表明[12]，延迟主要是由等离子体内发生的电离碰撞、复合及扩散过程引起的，而气压越高，中性原子数密度越大，复合及扩散过程所造成的时延越大。Larigaldie等[12]利用与本文类似的实验装置做了电波透射实验，其在实验中发现，当电磁波透射由33 Pa的He气产生的等离子体片时，电磁波透射信号达到最小值的时间比达到脉冲电流峰值时间晚3～4 μs。由电波理论可知，透射信号最小值的时间点对应于等离子体片中电子密度最大的时间点，也就是说，$t_{n_e\max}$ 比 $t_{I\max}$ 大3～4 μs，这与本文表1中实验结果一致。

由表1中FWHM列与 $n_{e\max}$ 列可知，气压越低，$n_{e\max}$ 越大，FWHM越小。对这一现象可做如下解释：高能电子束在放电腔体内除了电离碰撞外，还与中性原子发生弹性碰撞，弹性碰撞使得高能电子束具有一定的横向速度分量。电子束从阴极向阳极运动过程中，以 z 轴方向作为电子束前向运动方向，在碰撞作用下，前向运动能量与横向运动能量之间的转化关系为[4]

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{m_e v_\perp^2}{2}\right)=-\frac{d}{dz}\left(\frac{m_e v_b^2}{2}\right)=-v_b\frac{d}{dz}(m_e v_b)=-\frac{d}{dt}(m_e v_b)=\nu_b m_e v_b=n_n\sigma_m m_e v_b^2=\left(\frac{\sigma_m}{2k_B T_n}\right)pE_b \tag{3}$$

式中：m_e 为电子质量，$v_\perp$ 为电子束的横向速度，v_b 为前向运动速度，$\nu_b=v_b n_n \sigma_m$ 为碰撞频率，σ_m 为动量转移截面，$n_n=\dfrac{p}{k_B T_n}$ 为中性原子数密度，T_n 为中性气体的温度，$E_b=\dfrac{m_e v_b^2}{2}$ 为电子束前向运动的动能。由公式(3)可知，同种放电气体、不同气压条件下，前向运动能量向横向运动能量的转化主要取决于 pE_b。假设脉冲放电电压全部用来加热电子，由图5可知，当峰值放电电流达到3 A时，90，120，180，210 Pa下四种大面积等离子体片中高能电子束的能量分别为3200，2800，2080，1960 eV。假设 σ_m 和 T_n 为常数，则计算可知四种不同气压条件下的 pE_b 值如表2所示。

表2　等离子体片在不同气压条件下的 pE_b 值

Table 2　pE_b of large planar plasma sheets with different pressure

pressure/Pa	pE_b/(Pa·eV)
90	288000
120	336000
180	374400
210	411600

由表2可知，气压越低，pE_b 越小，则由公式(3)可知电子束

获得的横向运动能量越小。Mathew 等[9]的实验结果表明电子束的横向运动能量越小，所产生等离子体片的电子密度 FWHM 值越小。因为四种气压条件下等离子体片峰值电流相同，所以，FWHM 值越小，等离子体片厚度向峰值电子密度越大。由于等离子体片达到最大峰值电子密度与达到峰值放电电流之间的时延较小，因此，可以推断等离子体片达到最大峰值电子密度时，具有类似的分布特征。

3 结 论

利用脉冲磁约束线形空心阴极放电装置，产生了相同峰值放电电流、不同气压的等离子体片。采用快帧法和旋转空心阴极法，利用朗缪尔探针获得厚度向电子密度分布及其演化构成的二维分布图，分析了在相同峰值放电电流条件下，气压对达到最大厚度向峰值电子密度所需放电时间、最大厚度向峰值电子密度大小及电子密度半高宽的影响。结果表明，相同峰值放电电流条件下，气压越低，放电装置功率输入越大，因此等离子体达到最大峰值放电电流及最大峰值电子密度的时间越快，由于电离过程、复合过程及扩散过程的影响，达到最大峰值电子密度的时间晚于达到最大峰值电流的时间，延迟时间随着气压的降低而减小；在相同的峰值放电电流条件下，气压越低，由弹性碰撞导致的电子束横向能量越小，电子密度的 FWHM 值越小，而峰值电子密度越大。因此，较低气压的放电条件更易于形成峰值电子密度大、厚度薄、产生速度快的等离子体片。

参考文献：

[1] Caillault L, Larigaldie S. Mechanisms of a linear hollow cathode used for the production of a helium plasma sheet[J]. *J Phys D: Appl Phys*, 2002, **35**(10):1010-1019.

[2] Mathew J, Fernsler R F, Meger R A, et al. Generation of large area, sheet plasma mirrors for redirecting high frequency microwave beams [J]. *Phys Rev Letter*, 1996, **77**(10): 1982-1985.

[3] Manheimer W M. Plasma reflectors for electronic beam steering in radar systems[J]. *IEEE Trans Plasma Sci*, 1991, **19**(6): 1228-1234.

[4] Fernsler R F, Manheimer W M, Meger R A, et al. Production of large-area plasmas by electron beams[J]. *Phys Plasmas*, 1998, **5**(5): 2137-2143.

[5] Manheimer W M, Fernsler R F, Gitlin M S. High power, fast, microwave components based on beam generated plasmas[J]. *IEEE Trans Plasma Sci*, 1998, **26**(5): 1543-15551.

[6] Gillman E D, Amatucci W E. Early results of microwave transmission experiments through an overly dense rectangular plasma sheet with microparticle injection [J]. *Physics of Plasma*, 2014, **21**: **060701**.

[7] Zhang L, Zhang H X, Yang X Z, et al. Sheet plasma produced by hollow cathode discharge[J]. *Chinese Physics Letters*, 2003, **20**(11): 1984-1987.

[8] 丁亮，霍文青，杨新杰，等. 大面积等离子体片密度分布分析[J]. 物理学报，2012，**61**：**115204**.（Ding Liang, Huo Wenqing, Yang Xinjie, et al. Density distribution of large planar plasma sheet. *Acta Physica Sinica*, 2012, **61**:**115204**）

[9] Mathew J, Meger R A, Fernsler R F. Retarding field energy analyzer for the characterization of negative glow sheet plasmas in a magnetic field[J]. *Rev Sci Instrum*, 1996, **67**(8): 2818-2825.

[10] Lock E H, Fernsler R F, Walton S G. Experimental and theoretical evaluations of electron temperature in continuous electron beam generated plasmas[J]. *Plasma Sources Sci Technol*, 2008, **17**: **025009**.

[11] Wan J, Jia X L, Yang J H, et al. Reflection of electromagnetic wave using a plasma sheet[J]. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2010, **38**(8): 2006-2009.

[12] Larigaldie S, Caillault L. Dynamics of a helium plasma sheet created by a hollow-cathode electron beam[J]. *J Phys D: Appl Phys*, 2000, **33**(24): 3190-3197.

[13] Leonhardt D, Walton S G, Blackwell D D, et al. Plasma diagnostics in large area plasma processing system[J]. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 2001, **19**(4): 1367-1373.

[14] Blackwell D D, Walton S G, Leonhardt D, et al. Probe diagnostic development for electron beam produced plasmas[J]. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 2001, **19**(4): 1330-1335.

[15] Chen F F, Evans J D, Arnush D. A floating potential method for measuring ion density[J]. *Phys Plasmas*, 2002, **9**(4): 1449-1455.

Effects of pressure on the pulsed magnetic confinement linear hollow cathode discharge

Xia Junming[1,2], Sun Hailong[1], Huo Wenqing[1], Xu Yuemin[1], Sun Yueqiang[1],
Bai Weihua[1], Liu Congliang[1], Meng Xiangguang[1]

(1. *Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Science, Beijing* 100190, *China*;
2. *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100190, *China*)

Abstract: Large planar plasma sheets with size of 60 cm×60 cm, maximum current of 3 A and duration of 200 μs, were obtained in a pulsed linear hollow cathode discharge device under 15 mT magnetic field confinement. The electron density 2-D distribution in the thickness direction and its evolution of plasma sheets with pressures between 90 Pa to 210 Pa were obtained by Langmuir probe using the fast frame function of oscilloscope and the rotating hollow cathode method. The effects of pressure on the time needed to reach the maximum peak density in the thickness direction, the maximum peak density and the full width at half maximum (FWHM) peak density, were investigated. The results show that, as the pressure decreased, the time reaching the maximum peak density in the thickness direction and the FWHM peak density diminished, while the maximum peak density in the thickness direction increased. These results could be utilized to manipulate the parameters of large planar plasma sheets.

Key words: linear hollow cathode; plasma sheet; electron density distribution; fast frame; full width at half maximum of the electron density distribution

PACS: 52.70.-m; 52.50.Gj; 52.25.Jm; 52.77.-j